

Anlage: 13.7.82



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Nukleare Sicherheitsforschung GmbH

**Mechanische und thermische
Betriebsbelastungen der Rohre eines nuklear
beheizten Röhrenspaltofens**

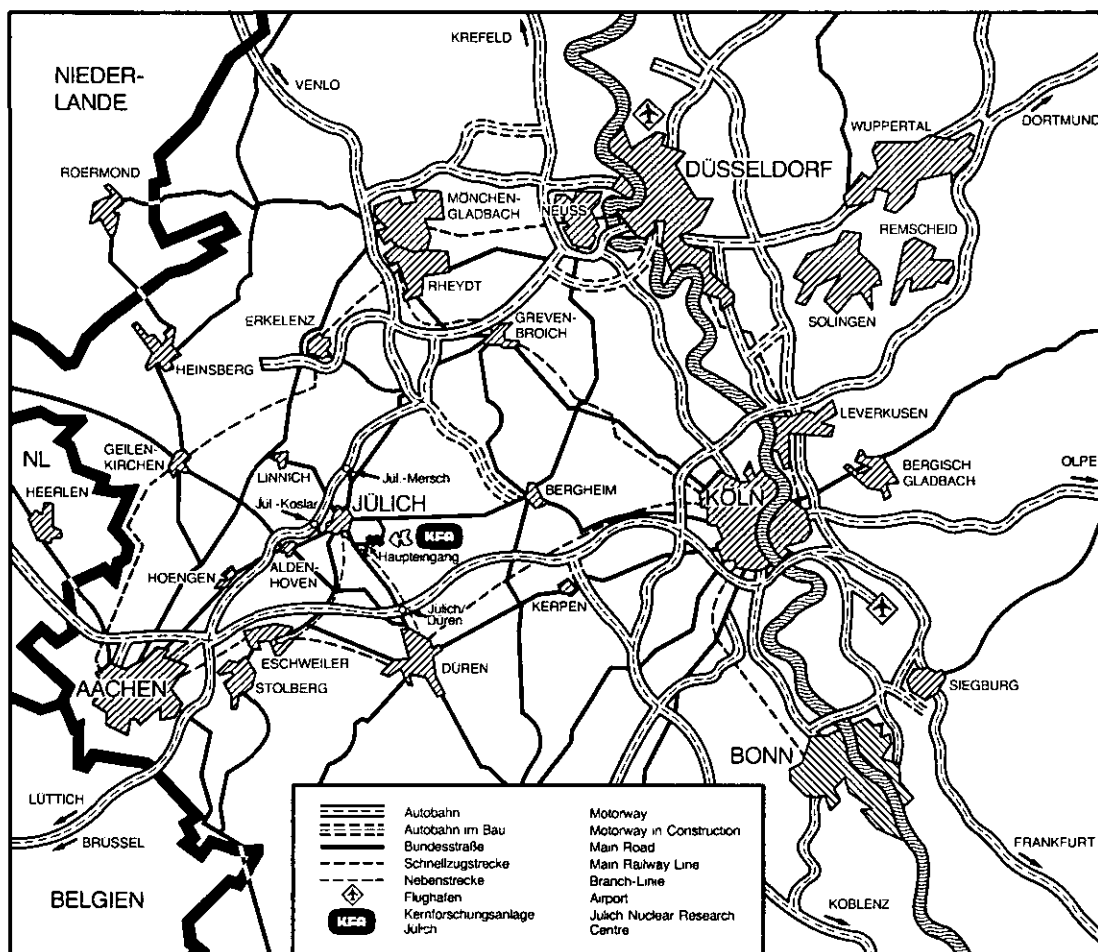
von

G. Breitbach

Jül - Spez - 154

Juni 1982

ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 154

Institut für Nukleare Sicherheitsforschung Jül - Spez - 154

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kfa d

Mechanische und thermische Betriebsbelastungen der Rohre eines nuklear beheizten Röhrenspaltofens

von

G. Breitbach

Kurzfassung

Der HTR ist in der Lage, auf hohem Temperaturniveau Wärme für die Methanreformierung zu liefern. Der bei Temperaturen im Bereich 800° C ablaufende Reformierungsprozeß erfordert geeignete Materialien für die in den wärmetauschenden Apparaten eingesetzten Rohre.

Es werden die mechanischen und thermischen Beanspruchungen eines INCOLOY 800-Rohres in Betriebszuständen untersucht. Die durch Druck und Anfahren bewirkten Spannungen haben ein niedriges Niveau. Höhere Spannungen werden durch das stationäre Temperaturprofil in der Wandung erzeugt. Bei den hohen Temperaturen, die in der Wandung herrschen, werden diese Spannungen jedoch durch Kriechen abgebaut. Unter Verwendung des Finite Element-Programms ASKA wird der Spannungsabbau berechnet. Eine anschließende Analyse von Kriech- und Ermüdungsschäden zeigt, daß ein Betrieb über 100.000 h unter den Betriebsbelastungen sicher möglich ist.

Abstract

The HTR is qualified for supplying High Temperature Heat for Methane Steam Reforming. The Reforming Process running at temperatures in the range 800° C requires qualified alloys for the tubes installed in the Process Heat Exchangers.

Under normal operation conditions the mechanical and thermical stresses of a INCOLOY 800 - tube are investigated. Stresses produced by pressure and starting operation are small. Higher stresses are produced by the stationary temperature profil through the wall. At the high temperature level in the wall creep phenomena reduce the thermal stresses. The relaxation of stresses is calculated with the general purpose Finite Element-program ASKA. An analysis of creep and fatigue damage shows that an operation time of 100.000 h is possible.

Mechanische und thermische Betriebsbelastungen der Rohre eines nuklear beheizten Röhrenspaltofens

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Röhrenspaltofen und Spaltrohre	2
3. Belastung der Rohre durch Innen- und Außendruck	2
4. Thermische Belastung	4
4.1 Anfahrvorgänge	4
4.1.1 Bestimmung der Temperaturfelder	5
4.1.2 Elastische Thermospannungen beim Anfahren	8
4.2 Stationärer Betrieb	11
4.2.1 Temperaturprofil in der Rohrwand	11
4.2.2 Elastische Thermospannungen im stationären Betrieb	12
5. Berechnung der Spannungen in der Rohrwandung unter Berücksichtigung des Kriechens	13
5.1 Kriechgesetz	14
5.1.1 Übertragung auf mehraxiale Zustände	15
5.2 Spannungsberechnungen bei Kriechvorgängen mit der Methode der finiten Elemente (FEM)	16
5.2.1 Spannungsanalyse für ein Spaltrohr unter Betriebsbedingungen	18
5.3 Schädigung durch Kriechen und Lastwechsel	26
6. Schluß	29
Literatur	

1. Einleitung

Neben der Erzeugung ist der optimale Transport von Energie ein äußerst wichtiger Gesichtspunkt. Energie sollte möglichst verlustfrei den Verbraucher erreichen. Der Transport chemisch gebundener Energie bietet hierbei eine günstige Möglichkeit praktisch verlustfreier Verteilung.

Ein möglicher Prozeß zur Erzeugung chemisch gebundener Energie ist die Methanreformierung. Methan und Wasserdampf werden hierbei unter Einkoppelung von Wärme zu Kohlenmonoxid und Wasserstoff umgewandelt /1/. Das Produktgas wird dem Verbraucher zugeleitet und kann wieder zu Methan und Wasserdampf reagieren, wobei die chemische Bindungsenergie rückgewonnen wird.

Das Einkoppeln der Wärme in das Methan-Wasserdampf-Gemisch geschieht bei hohen Temperaturen im Bereich 800°C , so daß sich der Hochtemperaturreaktor als Wärmequelle anbietet (PNP-Projekt). Helium wird im HTR-Reaktorcore auf entsprechend hohe Temperaturen aufgeheizt und in den Röhrenspaltöfen geleitet, wo es die Wärme für die endotherme Methan-Wasserdampf-Reaktion liefert. Die Rohre innerhalb des Spaltöfens sind Temperaturen über 800°C ausgesetzt, so daß hohe Anforderungen an die Materialien gestellt werden müssen.

Im folgenden werden die mechanischen und thermischen Belastungen eines Spaltrohres untersucht werden. Es werden elastische und inelastische Spannungsanalysen durchgeführt, wobei besonderer Wert auf die Ermittlung von Wärmespannungen während der Aufheizphase und während des stationären Betriebs gelegt wird. Die inelastische Analyse unter Berücksichtigung von Kriechvorgängen wird mit dem Finite-Element-Programm ASKA durchgeführt.

2. Röhrenspaltöfen und Spaltrohre

Der Röhrenspaltöfen enthält vertikal angeordnete etwa 10 m lange Tauchrohre, die hängend an einer Tragplatte befestigt sind /1/, /2/ (siehe Abb. 1). Typische Werte von Innen- und Außendurchmesser der Rohre sind 100 bzw. 130 mm. Das Tauchrohr ist mit einer Katalysatorschüttung gefüllt, innerhalb der ein Methan-Wasserdampfgemisch unter Wärmeaufnahme chemisch umgesetzt wird. In das Tauchrohr ist ein unten offenes dünnes Rohr eingeschoben, durch welches das Produktgas abgeleitet werden kann (siehe Abb. 1). Die benötigten Wärmemengen werden von dem entlang der Rohre strömenden Helium geliefert.

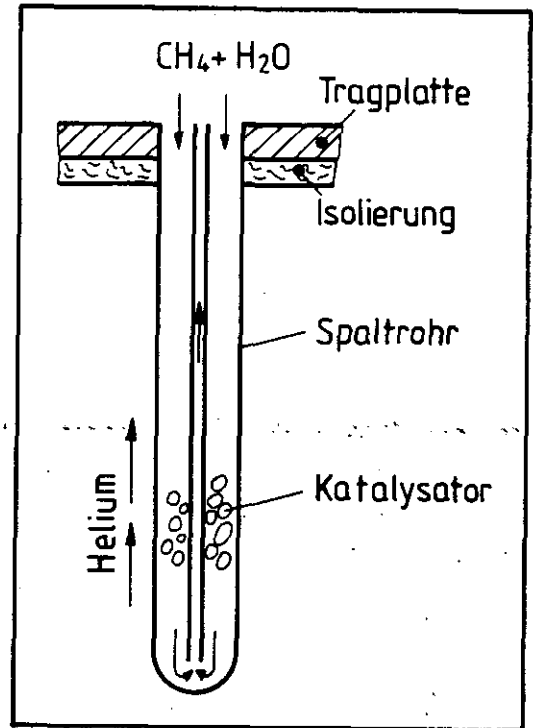


Abb. 1: Aufbau eines Spaltrohres

Der Prozeß findet bei Temperaturen über 800°C statt, so daß hochwertige Rohrmaterialien eingesetzt werden müssen. Ein Werkstoff, der hier zum Einsatz kommen kann, ist INCOLOY 800 bzw. verfeinerte und bezüglich bestimmter Kenngrößen verbesserte Variationen. INCOLOY 800 ist eine Legierung, die aus etwa 30 % Nickel, 20 % Chrom und 50 % Eisen besteht.

3. Belastung der Rohre durch Innen- und Außendruck

Das die Tauchrohre umströmende Primärkreishelium steht unter einem Druck von 39 bar /2/, während das im Innern befindliche Prozeßgas einen etwas höheren Druck aufweist. Dadurch soll vermieden werden, daß bei Auftreten von Lecks Primärkühlmittel in die konventionellen Teile der Anlage eindringt. Im folgenden wird mit einem mittleren Prozeßgasdruck von 42 bar gerechnet /2/.

Die elastischen Spannungen in Rohrwandungen (Innenradius a , Außenradius b), die Druckbelastungen P_a bei $r=a$ und P_b bei $r=b$ ausgesetzt sind, ergeben sich zu /3/:

$$\sigma_r = \frac{a^2 \cdot b^2 \cdot (P_b - P_a)}{b^2 - a^2} \cdot \frac{1}{r^2} + \frac{P_a \cdot a^2 - P_b \cdot b^2}{b^2 - a^2} \quad (1a)$$

$$\sigma_{\vartheta} = - \frac{a^2 \cdot b^2 \cdot (p_b - p_a)}{b^2 - a^2} \cdot \frac{1}{r^2} + \frac{p_a \cdot a^2 - p_b \cdot b^2}{b^2 - a^2} \quad (1b)$$

$$\sigma_z = \frac{p_a \cdot a^2 - p_b \cdot b^2}{b^2 - a^2} \quad (1c)$$

Hierbei ist mit σ_r die radiale, mit σ_{ϑ} die tangentielle und mit σ_z die axiale Spannungskomponente bezeichnet. Abb. 2 zeigt die Spannungsverläufe über die Rohrwandung eines Tauchrohres unter den eben spezifizierten Bedingungen.

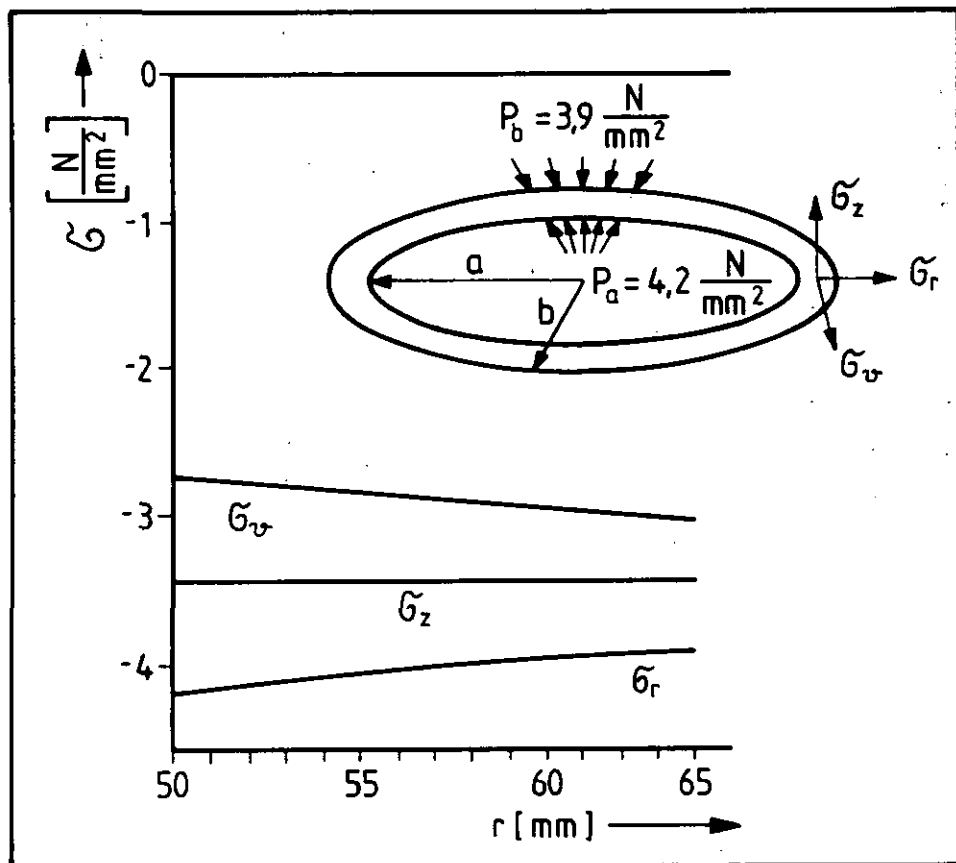


Abb. 2: Primärspannungen in der Rohrwandung eines Tauchrohres $a = 50$ mm, $b = 65$ mm.

Sämtliche Spannungen sind Druckspannungen, die zudem noch recht kleine Beträge (unter $5 \frac{N}{mm^2}$) aufweisen.

4. Thermische Belastung

Die unter Punkt 3. ausgeführten Rechnungen haben gezeigt, daß die Primärspannungen in der Rohrwandung unkritisch sind. Diese von der Druckbelastung herührenden Spannungen sind jedoch nicht die einzig auftretenden, vielmehr kommt es noch zu thermisch induzierten Spannungen (Sekundärspannungen). Behandelt werden im folgenden Thermospannungen bei Anfahrvorgängen sowie bei stationärem Betrieb der Anlage.

Besteht in der Rohrwandung ein Temperaturverlauf $T(r)$ $a \leq r \leq b$, so gilt für die Thermospannungen /3/, die sich den aufgrund der Druckverhältnisse sich einstellenden Spannungen überlagern

$$\sigma_r = \frac{\alpha \cdot E}{1-\nu} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \left(\frac{r^2 - a^2}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b T(r) \cdot r \cdot dr - \int_a^r T(r) \cdot r \cdot dr \right) \quad (2a)$$

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha \cdot E}{1-\nu} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \left(\frac{r^2 + a^2}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b T(r) \cdot r \cdot dr + \int_a^r T(r) \cdot r \cdot dr - T(r) \cdot r^2 \right) \quad (2b)$$

$$\sigma_z = \frac{\alpha \cdot E}{1-\nu} \cdot \left(\frac{2}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b T(r) \cdot r \cdot dr - T(r) \right) \quad (2c)$$

Hierbei ist mit α , E und ν der thermische Ausdehnungskoeffizient, der E-Modul und die Querkontraktionszahl bezeichnet.

4.1 Anfahrvorgänge

Im folgenden wird ein einfacher Anfahrvorgang behandelt. Es wird vorausgesetzt, daß das im Reaktorcore sich aufheizende Primärhelium auf der äußeren Oberfläche der Rohre des Röhrenspaltofens einen in der Zeit linearen Temperaturanstieg induziert. Die Prozeßgasumwälzung soll erst einsetzen, wenn die Rohre auf Betriebstemperatur gebracht sind. Der Einfachheit halber wird das Innere der Tauchrohre (Katalysator, inneres Rohr) als ein "Medium" behandelt, das durch eine effektive Wärmeleitfähigkeit λ_1 und eine Wärmekapazität $\rho_1 c_1$ (bezogen auf die Volumeneinheit) charakterisiert ist. Durch diese beiden genannten Voraussetzungen wird der Aufheizvorgang auf ein reines Wärmeleitproblem zurückgeführt.

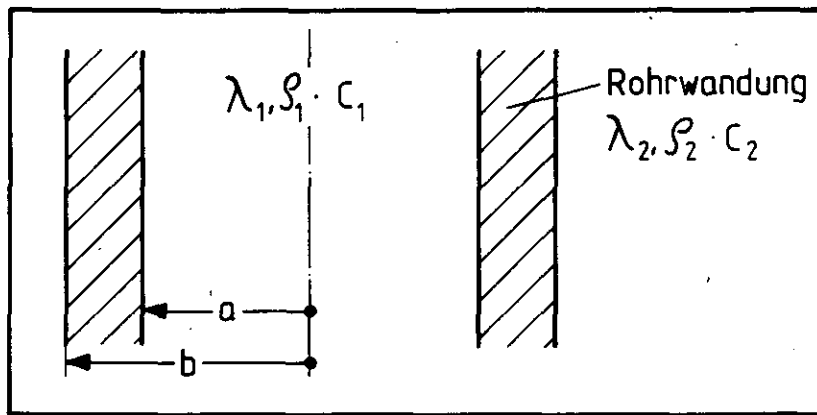


Abb. 3: Wärmeleitung im geschichteten Zylinder aus zwei Medien

4.1.1 Bestimmung der Temperaturfelder

Für die Temperaturverteilung in Wandung und Medium gilt /4/

Medium (Bereich 1)

$$\rho_1 \cdot c_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_1 \cdot r \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) \quad 0 \leq r \leq a \quad (3a)$$

Wandung (Bereich 2)

$$\rho_2 \cdot c_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_2 \cdot r \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) \quad a \leq r \leq b \quad (3b)$$

Es ist hier im allgemeinen zu berücksichtigen, daß wegen der Größe der Temperaturspanne (Umgebungstemperatur bis 800° C) ρ_i, c_i und λ_i Funktionen der Temperatur sind. Dies verkompliziert die Lösung der Gl. (3a) (3b) erheblich, so daß man numerische Verfahren anwenden muß.

Im folgenden wird eine analytische Lösung entwickelt, die für konstante Werte λ und $\rho \cdot c$ Gültigkeit hat. Für konservative Abschätzungen der durch die Temperaturen induzierten Spannungen kann man, falls erforderlich, die ungünstigsten Kombinationen der λ und $\rho \cdot c$ im zu durchfahrenden Temperaturbereich zugrunde legen.

Setzt man $\frac{\lambda}{\rho \cdot c} = \alpha$, so schreiben sich die Gleichungen (3a,b) für konstante λ und $\rho \cdot c$

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \alpha_1 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) \quad 0 \leq r \leq a \quad (4a)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \alpha_2 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) \quad a \leq r \leq b. \quad (4b)$$

Die Randbedingung ist hier $T_2(b) = k \cdot t + T_u$, wobei k die Aufheizgeschwindigkeit der äußeren Rohroberfläche und T_u die Anfangstemperatur darstellen.

Bei zeitlich linearer Aufheizung des Randes eines Körpers mit temperaturunabhängigen Werten λ, ρ, c stellt sich hinreichend weit von der Anfangstemperatur T_u entfernt das Temperaturprofil so ein, daß an allen Orten $\frac{\partial T}{\partial t} = k$ ist. Diese Lösung wird als quasistationär bezeichnet. In Abb. 4 ist ein derartiger Aufheizvorgang qualitativ dargestellt.

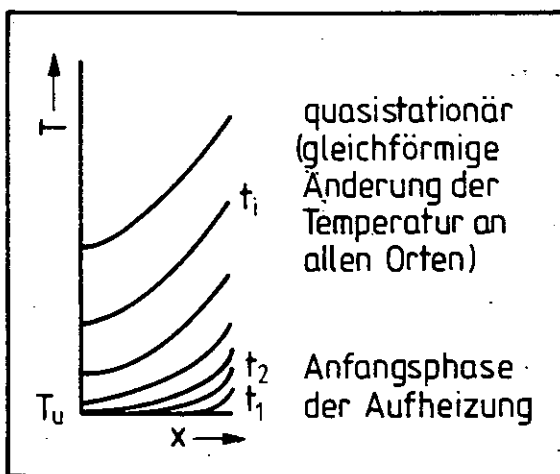


Abb. 4: Qualitative Darstellung der Temperaturprofile bei linearer Aufheizung der Oberfläche.

Zur Ermittlung der quasistationären Lösung des Aufheizproblems kann der Ansatz

$$T_i = x_i + y_i \cdot \ln r + \frac{k}{4\alpha_i} \cdot r^2 \quad i = 1, 2 \quad (5)$$

gemacht werden.

Zur Bestimmung der 4 Unbekannten x_1, x_2, y_1, y_2 werden die folgenden 4 Bedingungen herangezogen:

1. Lösung im Bereich 1 bei $r = 0$ endlich.

Wegen $\ln r \rightarrow -\infty$ für $r \rightarrow 0$ muß $y_1 = 0$ sein.

2. $T_2(b) = k \cdot t + T_u$.

Aus der Randbedingung folgt die Gleichung:

$$k \cdot t + T_u = x_2 + y_2 \cdot \ln b + \frac{k}{4\alpha_2} \cdot b^2 \quad (6)$$

3. Stetigkeit der Temperatur in der Grenzfläche $r = a$, $T_1(a) = T_2(a)$

$$x_2 + y_2 \cdot \ln a + \frac{k}{4\alpha_2} \cdot a^2 = x_1 + \frac{k}{4\alpha_1} \cdot a^2 \quad (7)$$

4. Stetigkeit des Wärmeflusses durch die Grenzfläche $r = a$.

$$\lambda_1 \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} = \lambda_2 \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} \quad \text{für } r = a$$

Mit $\frac{\partial T_i}{\partial r} = y_i \cdot \frac{1}{r} + \frac{k}{2\alpha_i} \cdot r$ folgt

$$\frac{\lambda_1 \cdot k \cdot a}{2 \cdot \alpha_1} = \frac{\lambda_2}{a} \cdot y_2 + \frac{\lambda_2 \cdot k}{2 \cdot \alpha_2} \cdot a \quad (8)$$

Aus der 4. Bedingung läßt sich y_2 berechnen:

$$y_2 = \frac{k \cdot a^2}{2 \cdot \lambda_2} \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\alpha_1} - \frac{\lambda_2}{\alpha_2} \right) \quad (9)$$

Die 2. Bedingung liefert x_2 :

$$x_2 = k \cdot t + T_u - \frac{k \cdot a^2}{2 \cdot \lambda_2} \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\alpha_1} - \frac{\lambda_2}{\alpha_2} \right) \cdot \ln b - \frac{k}{4\alpha_2} \cdot b^2 \quad (10)$$

Man erhält somit für die hier interessierende Temperaturverteilung innerhalb der Rohrwandung:

$$T_2 = k \cdot t + T_u + \frac{k \cdot a^2}{2 \cdot \alpha_2} \cdot \left(\frac{\rho_1 \cdot c_1}{\rho_2 \cdot c_2} - 1 \right) \cdot \ln \frac{r}{b} + \frac{k}{4\alpha_2} \cdot (r^2 - b^2) \quad (11)$$

Der Einfluß des von der Rohrwandung eingeschlossenen "Mediums" auf das Temperaturprofil zeigt sich im dritten Term der Gleichung (11), in dem das Verhältnis der volumenbezogenen Wärmekapazitäten $\frac{\rho_1 \cdot c_1}{\rho_2 \cdot c_2}$ steht.

Die Temperaturdifferenz $\Delta T_2 = T_2(b) - T_2(a)$ über die Wand ergibt sich zu

$$\Delta T_2 = \frac{k}{4\alpha_2} \cdot (b^2 - a^2) - \frac{k \cdot a^2}{2 \cdot \alpha_2} \cdot \left(\frac{\rho_1 \cdot c_1}{\rho_2 \cdot c_2} - 1 \right) \cdot \ln \frac{a}{b} \quad (12)$$

Für verschiedene Werte von $\frac{\rho_1 \cdot c_1}{\rho_2 \cdot c_2}$ ist in Tabelle I $\Delta T_2/k$ angegeben. Die Stoffdaten λ , c , ρ entsprechen den Werten für INCOLOY 800 bei Temperaturen um 800° C.

$\frac{\rho_1 \cdot c_1}{\rho_2 \cdot c_2}$	0,0	0,5	1,0	1,5	2
$\frac{\Delta T_2}{k}$ [sec]	19,8	51,1	82,4	113,4	144,72
$\frac{\Delta T_2}{k}$ [°C] $k = 100 \text{ °C/h}$	0,55	1,42	2,29	3,15	4,02

Tabelle I: $\Delta T_2/k$ für verschiedene Werte des Verhältnisses $\rho_1 \cdot c_1 / \rho_2 \cdot c_2$,
($\lambda = 25 \text{ W/mK}$, $\rho = 7,95 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, $c = 600 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$) sowie ΔT_2
für $k = 100 \text{ °C/h}$. ($a = 50 \text{ mm}$, $b = 65 \text{ mm}$)

In der dritten Zeile der Tabelle ist für eine Aufheizgeschwindigkeit von 100°C/h ΔT_2 berechnet (siehe /2/). Ein solcher Wert ist charakteristisch bei Hochtemperaturreaktoranlagen, da die keramischen Coreeinbauten keinem allzu großen Thermoschock ausgesetzt werden dürfen und von daher relativ kleine Aufheizgeschwindigkeiten eingestellt werden.

Die in Tabelle I angegebenen Temperaturdifferenzen in der Rohrwand betragen höchstens einige Grad. In der Tat wird sich zeigen, daß die entsprechenden Thermospannungen unproblematisch sind.

4.1.2 Elastische Thermospannungen

Zur Bestimmung der beim Anfahren auftretenden thermischen Spannungen ist die Temperaturverteilung nach Gl. (11) in die Gln. (2a, b, c) einzusetzen. Im folgenden werden die Gleichungen zur Berechnung der Spannungen in der äußeren und der inneren Faser der Wandung herangezogen. Im Falle äußerer Beheizung werden auf der Außenoberfläche der Rohre die maximalen Druckspannungen auftreten, während innen die größten Zugspannungen herrschen.

Für σ_r , σ_θ , σ_z gilt in den Randfasern $r=a$ und $r=b$ nach (2a, b, c).

1. Radialspannungen σ_r

$$\sigma_r(a) = \sigma_r(b) = 0$$

Beim reinen Wärmespannungsproblem ohne äußere Lasten verschwinden die Radialspannungen an den Rändern

2. Tangentialspannungen σ_θ

$$\sigma_\theta(a) = \frac{2 \cdot \alpha \cdot E}{1 - \nu} \cdot \left(\frac{1}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b T_2(r) \cdot r \cdot dr - \frac{1}{2} T_2(a) \right) \quad (13a)$$

$$\sigma_\theta(b) = \frac{2 \cdot \alpha \cdot E}{1 - \nu} \cdot \left(\frac{1}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b T_2(r) \cdot r \cdot dr - \frac{1}{2} T_2(b) \right) \quad (13b)$$

3. Axialspannungen σ_z

$$\sigma_z(a) = \frac{2 \cdot \alpha \cdot E}{1 - \nu} \cdot \left(\frac{1}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b T_2(r) \cdot r \cdot dr - \frac{1}{2} T_2(a) \right) \quad (14a)$$

$$\sigma_z(b) = \frac{2 \cdot \alpha \cdot E}{1 - \nu} \cdot \left(\frac{1}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b T_2(r) \cdot r \cdot dr - \frac{1}{2} T_2(b) \right) \quad (14b)$$

Die thermischen Axialspannungen in den Randfasern sind im Falle freidehnender, langer Rohre gleich den Tangentialspannungen.

Eine Auswertung des Integrals $\int_a^b T_2(r) \cdot r \cdot dr$ mit $T_2(r)$ nach Gl. (11) ergibt:

$$\int_a^b T_2(r) \cdot r \cdot dr = \frac{1}{2} (k + T_0) (b^2 - a^2) + \frac{k}{16 \cdot \alpha_2} \cdot \left\{ -b^4 - (3-2\gamma) \cdot a^4 + 2(2-\gamma) \cdot a^2 b^2 - 4\gamma \cdot a^4 \cdot \ln \frac{a}{b} \right\} \quad (15)$$

Hierbei ist zur Abkürzung $\frac{f_1 \cdot c_1}{f_2 \cdot c_2} = \gamma$ gesetzt.

Definiert man $v = b/a$ und $\Delta r = b - a$, so erhält man nach etwas Rechnung und Umordnung für $\sigma_\beta(a)$, $\sigma_z(a)$ und $\sigma_\beta(b)$, $\sigma_z(b)$ die folgenden Gleichungen:

$$\sigma_\beta(a) = \sigma_z(a) = \frac{\alpha \cdot E \cdot k \cdot \Delta r^2}{(1-v) \cdot \alpha_2} \cdot \frac{1}{8} \cdot \left\{ \frac{v^4 - 1 + 2\gamma - 2\gamma \cdot v^2 + 4(\gamma-1) \cdot v^2 \cdot \ln v}{(v-1)^2 \cdot (v^2-1)} \right\} \quad (16a)$$

$$\sigma_\beta(b) = \sigma_z(b) = \frac{\alpha \cdot E \cdot k \cdot \Delta r^2}{(1-v) \cdot \alpha_2} \cdot \frac{1}{8} \cdot \left\{ \frac{2 \cdot (2-\gamma) \cdot v^2 - v^4 - 3 + 2\gamma + 4 \cdot (\gamma-1) \cdot \ln v}{(v-1)^2 \cdot (v^2-1)} \right\} \quad (16b)$$

Man kann nun nach Pich /5/, der das über die innere Berandung durchgeführte Aufheizen dickwandiger Druckbehälter für den Spezialfall $\gamma = 0$ untersucht hat, Funktionen ϕ_a und ϕ_b einführen.

$$\phi_a = \frac{1}{8} \cdot \left(\frac{v^4 - 1 + 2\gamma - 2\gamma \cdot v^2 + 4(\gamma-1) \cdot v^2 \cdot \ln v}{(v-1)^2 \cdot (v^2-1)} \right) \quad (17a)$$

$$\phi_b = \frac{1}{8} \cdot \left(\frac{2 \cdot (2-\gamma) \cdot v^2 - v^4 - 3 + 2\gamma + 4 \cdot (\gamma-1) \cdot \ln v}{(v-1)^2 \cdot (v^2-1)} \right) \quad (17b)$$

so daß man für die Gln. (16a, b) abkürzend schreiben kann

$$\sigma_\beta(a) = \sigma_z(a) = \frac{\alpha \cdot E \cdot k \cdot \Delta r^2}{(1-v) \cdot \alpha_2} \cdot \phi_a \quad (18a)$$

$$\sigma_\beta(b) = \sigma_z(b) = \frac{\alpha \cdot E \cdot k \cdot \Delta r^2}{(1-v) \cdot \alpha_2} \cdot \phi_b \quad (18b)$$

In den folgenden Abbildungen 5 und 6 sind ϕ_a und ϕ_b über dem Verhältnis Außenradius zu Innenradius aufgetragen. Die Größe $\gamma = \frac{f_1 \cdot c_1}{f_2 \cdot c_2}$ fungiert als Scharparameter.

Man erkennt, daß lediglich im Falle $\gamma = 0$ ϕ für $v \rightarrow 1$ einen endlichen Grenzwert besitzt. In der Tat zeigt eine Grenzwertbetrachtung, daß für ϕ_a bzw.

ϕ_b im Falle v nahe 1 gilt

$$\phi_a = \frac{\gamma}{4(v-1)} \quad (19a), \quad \phi_b = -\frac{\gamma}{4(v-1)} \quad (19b) \quad \text{für } v \rightarrow 1$$

Im Falle $\gamma = 0$ ergibt sich

$$\phi_a = 1/6 \quad (20a) \quad \phi_b = -1/3 \quad (20b) \quad \text{für } \nu \rightarrow 1$$

Für die Incoloy 800-Rohre mit $a = 0,05 \text{ m}$, $b = 0,065 \text{ m}$, $\alpha = 18 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$,
 $E = 1,4 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^2$, $\nu = 0,3$, $\alpha_2 = 5,24 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{sec}$ gilt im Falle $k = 100 \text{ Grad/h}$
 und $\gamma = \frac{\beta_1 \cdot c_1}{\beta_2 \cdot c_2} = 0,6$

$$\sigma_z(a) = \sigma_{\beta}(a) = 2,75 \text{ N/mm}^2$$

$$\sigma_z(b) = \sigma_{\beta}(b) = -2,97 \text{ N/mm}^2$$

Am Innenrand des Rohres treten also Zugspannungen auf, während die Außenfasern betragsmäßig in etwa gleich große Druckspannungen erfahren.

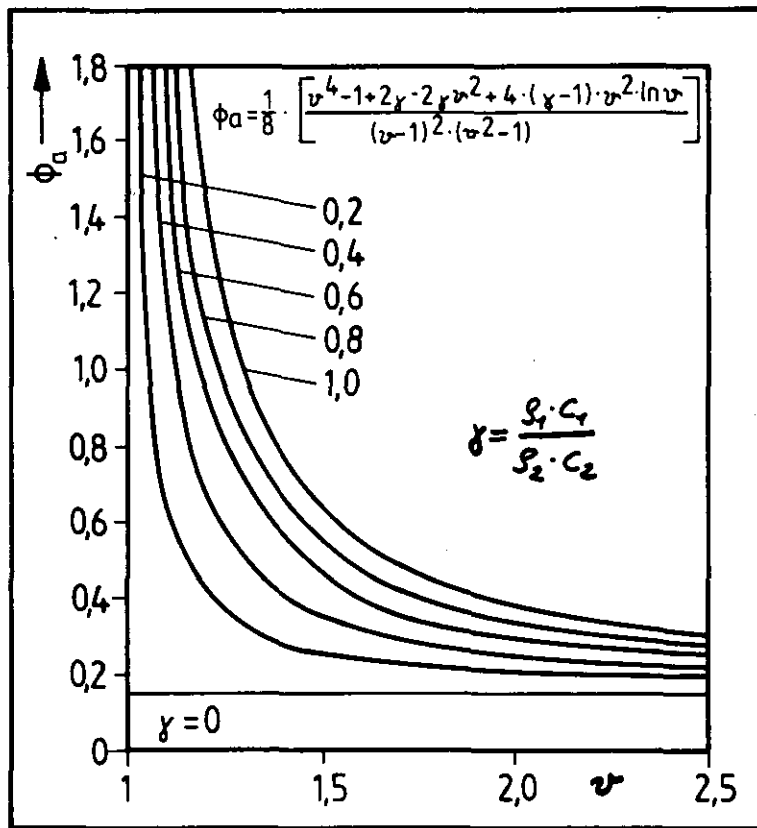


Abb. 5: Funktion ϕ_a nach Gleichung (17a)

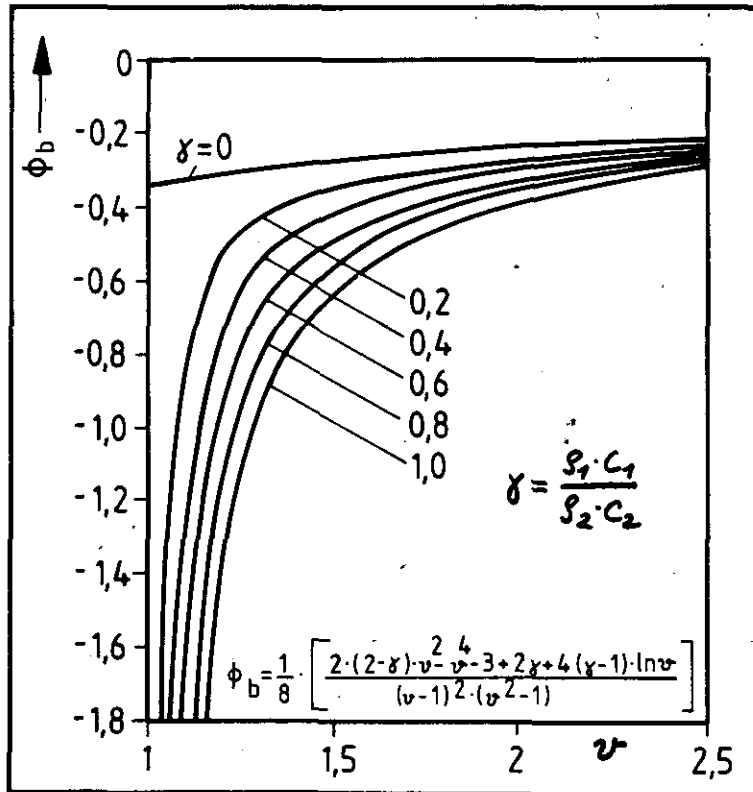


Abb. 6: Funktion ϕ_b nach Gleichung (17b)

4.2 Stationärer Betrieb

Im heißen unteren Bereich der Tauchrohre fließen im Betriebszustand Wärmeströme im Bereich 50 kW/m^2 /2/ vom Helium zum Prozeßgas. Dadurch stellt sich in der Rohrwandung ein Temperaturgefälle von etwa 30 K ein. Es wird sich zeigen, daß die elastisch berechneten Thermospannungen des stationären Betriebs ein recht hohes Niveau haben.

4.2.1 Temperaturprofil in der Rohrwand

Wenn die Oberflächen eines Rohres bei $r = a$ auf der Temperatur T_a und bei $r = b$ auf T_b gehalten werden, so stellt sich das Temperaturprofil so ein, daß

$$\frac{\partial}{\partial r} (\tau \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r}) = 0 \quad (21a)$$

gilt. Ist im Temperaturbereich $[T_a, T_b]$ die Wärmeleitfähigkeit λ des Rohrmaterials konstant, was im folgenden angenommen wird, so kann man einfacher schreiben

$$\frac{\partial}{\partial r} (\tau \cdot \frac{\partial T}{\partial r}) = 0 \quad (21b)$$

Die allgemeine Lösung von (21b) lautet

$$T(r) = A \cdot \ln r + B \quad (22a)$$

Setzt man $T(a) = T_a$ und $T(b) = T_b$, so erhält man

$$T(r) = \frac{T_a - T_b}{\ln \frac{b}{a}} \cdot \ln \frac{b}{r} + T_b \quad (22b)$$

4.2.2 Elastisch berechnete Thermospannungen im stationären Betrieb

Einsetzen der Temperaturverteilung (22b) in die Gleichungen (2a, b, c) liefert die folgenden Thermospannungen /3/:

$$\sigma_r = \frac{\alpha \cdot E \cdot (T_a - T_b)}{2 \cdot (1 - \nu) \cdot \ln \frac{b}{a}} \left(-\ln \frac{b}{r} - \frac{a^2}{b^2 - a^2} \cdot \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right) \cdot \ln \frac{b}{a} \right) \quad (23a)$$

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha \cdot E \cdot (T_a - T_b)}{2 \cdot (1 - \nu) \cdot \ln \frac{b}{a}} \cdot \left(1 - \ln \frac{b}{r} - \frac{a^2}{b^2 - a^2} \cdot \left(1 + \frac{b^2}{r^2}\right) \cdot \ln \frac{b}{a} \right) \quad (23b)$$

$$\sigma_z = \frac{\alpha \cdot E \cdot (T_a - T_b)}{2 \cdot (1 - \nu) \cdot \ln \frac{b}{a}} \cdot \left(1 - 2 \cdot \ln \frac{b}{r} - \frac{2 \cdot a^2}{b^2 - a^2} \cdot \ln \frac{b}{a} \right) \quad (23c)$$

Setzt man die Geometrie- Temperatur- und Stoffdaten für die Incoloy-Rohre ein ($a = 0,05$ m, $b = 0,065$ m, $T_a = 830^\circ$ C, $T_b = 860^\circ$ C, $E = 1,4 \cdot 10^5$ N/mm², $\alpha = 18 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹, $\nu = 0,3$), so erhält man die in der Abb. 7 gezeichneten Spannungsprofile.

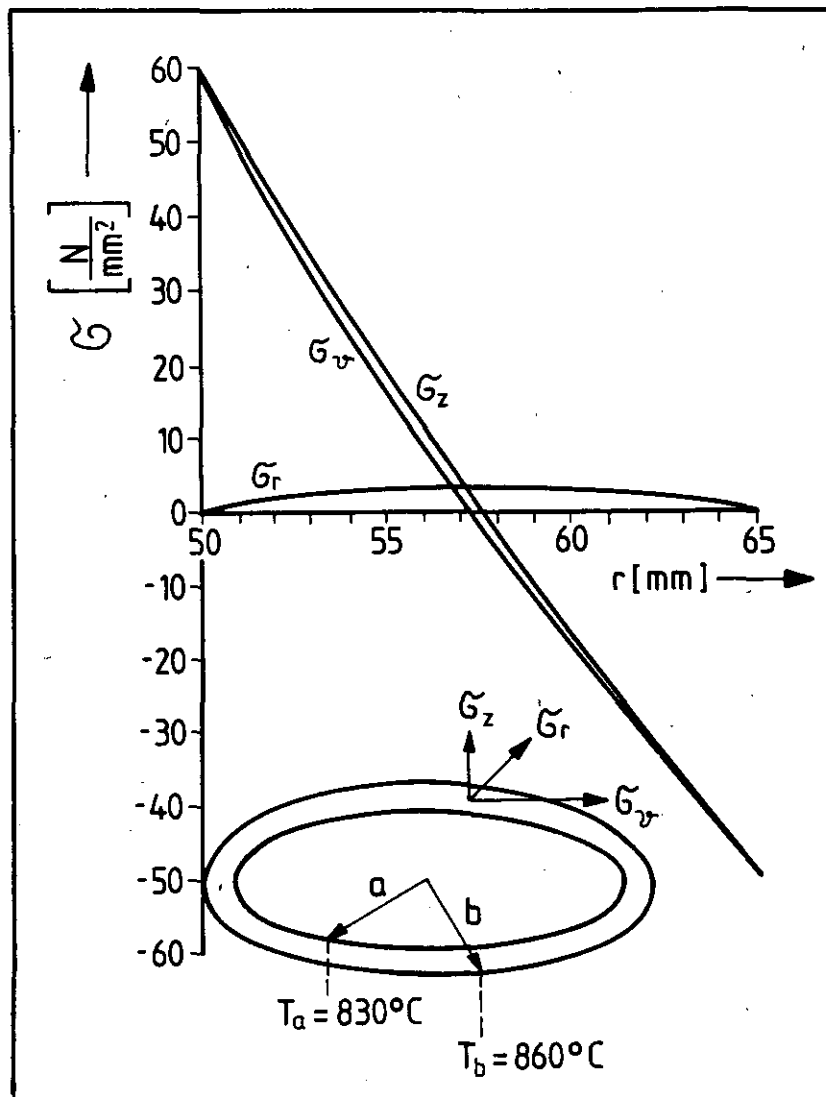


Abb. 7: Thermospannungen in der Rohrwandung

5. Berechnung der Spannungen in der Rohrwandung unter Berücksichtigung des Kriechens

Die durch das stationäre Temperaturprofil bewirkten Spannungen liegen am Innenrand des Rohres bei etwa 60 N/mm^2 , wenn man elastisches Materialverhalten voraussetzt. Bei derartigen Beanspruchungen kommt es in Verbindung mit hohen Temperaturen zu Kriechverformungen. Im Falle von Thermospannungen, die ohne äußere Belastung ein Gleichgewichtssystem bilden, kommt es zu einem Spannungsabbau. Im folgenden werden die Kriechgesetze für Incoloy 800 angegeben und mit diesen die Spannungsrechnungen durchgeführt.

5.1 Kriechgesetz

Zugstäbe, die bei hohen Temperaturen belastet werden, verlängern sich im Laufe der Zeit. Wählt man die Last so, daß im Stabquerschnitt eine konstante Spannung wirkt, so zeigt die Verzerrung ϵ des Stabes das in Abb. 8 dargestellte zeitliche Verhalten /6/, /7/.

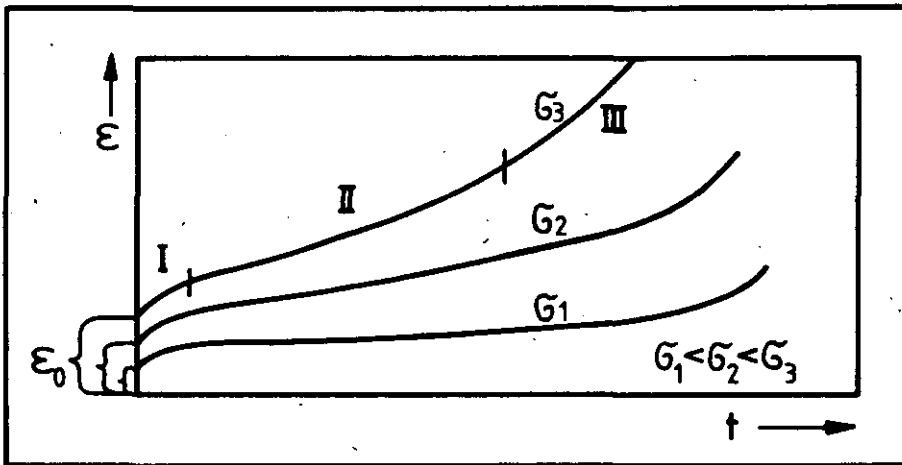


Abb. 8: Qualitative Darstellung der Kriechverzerrungen. Die Kurven werden üblicherweise in 3 Bereiche gegliedert: Primärkriechen (I), Sekundärkriechen (II), Tertiäres Kriechen (III).

ϵ_0 ist hierbei die augenblicklich sich einstellende Verzerrung mit elastischen und eventuell plastischen Anteilen. Der zeitliche Verlauf der Kriechverzerrung $p = \epsilon - \epsilon_0$ kann in drei Abschnitte gegliedert werden, die als primäres, sekundäres und tertiäres Kriechen bezeichnet werden.

Im Bereich II der Kriechkurve ist $\dot{p} = \frac{dp}{dt}$ konstant. In den folgenden Spannungsanalysen wird nur der Bereich II berücksichtigt. Es wird vorausgesetzt, daß nach der Einstellung der augenblicklichen Verformung die Kriechgeschwindigkeit konstant bleibt, die Kriechkurve also ein in der Zeit lineares Verhalten aufweist.

Unter Berücksichtigung der Parameter Spannung und Temperatur setzt man für die Kriechverzerrung an (Norton'sches Gesetz)

$$p = B(T) \cdot \sigma^{n(T)} \cdot t \quad (24)$$

In der Abb. 9 sind Kriechgeschwindigkeiten \dot{p} für lösungsgeglühtes Incoloy 800 /8/ angegeben. Die gestrichelt gezeichneten Kurvenscharen sind nach der Gleichung

$$\dot{p} = e^{\left(-\frac{7,0 \cdot 10^4}{T} + 35\right)} \cdot \sigma^{7,04} \quad (25)$$

berechnet (T in Kelvin!).

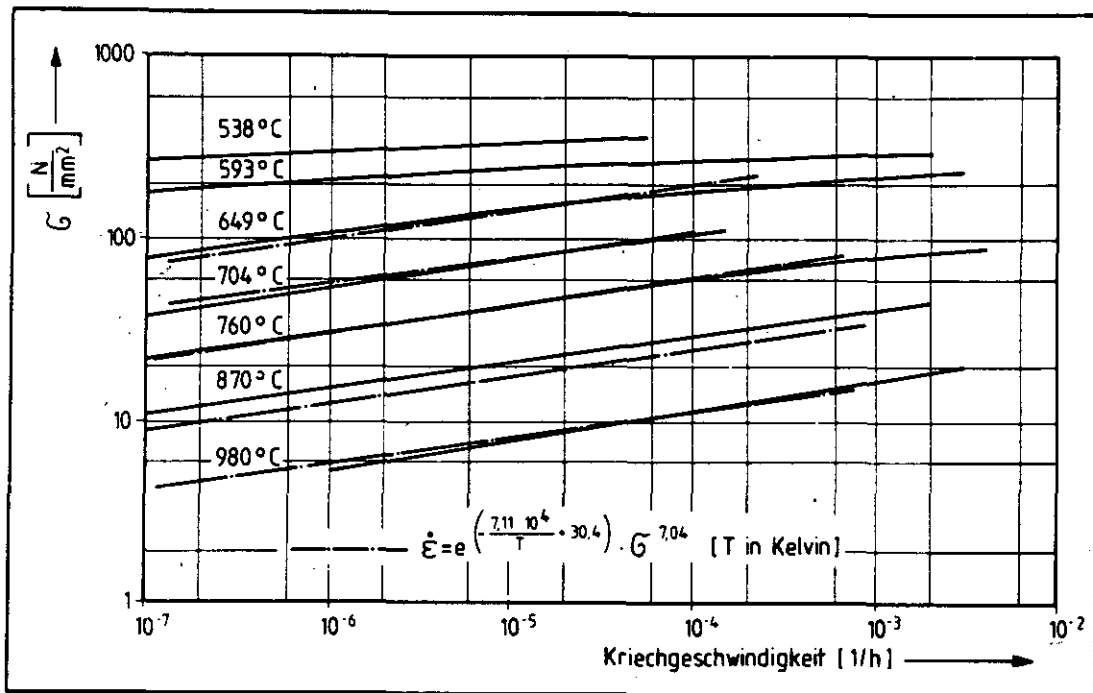


Abb. 9: Kriechgeschwindigkeiten für lösungsgeglühtes Incoloy 800 nach /8/

5.1.1 Übertragung auf mehraxiale Zustände

Für komplexe Spannungszustände ist das eindimensionale Kriechgesetz zu erweitern. Es muß hier eine Beziehung zwischen dem Tensor $\dot{\epsilon}_{ij}$ der Kriechverzerrungsänderungen und dem Spannungstensor σ_{ij} gefunden werden. Bezüglich der Übertragung auf mehraxiale Spannungszustände sei auf /6/, /7/ verwiesen.

Die Beziehungen zwischen den Kriechverzerrungsänderungen $\dot{\epsilon}_{ij}$ und dem aus dem Spannungstensor σ_{ij} abgeleiteten Spannungsdeviator s_{ij} lauten

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} \cdot B(T) \cdot \sigma_e^{n(T)-1} \cdot s_{ij} \quad (26)$$

wobei der Deviator s_{ij} durch

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \cdot \sum_{k=1}^3 \sigma_{kk} \quad (27)$$

gegeben ist.

σ_e ist die aus

$$\sigma_e^2 = \frac{3}{2} \cdot \sum_{i,j=1}^3 (\sigma_{ij})^2 \quad (28)$$

zu errechnende Vergleichsspannung. Mit der Definition

$$\dot{p}_e = \frac{2}{3} \cdot \sum_{i,j=1}^3 (\dot{p}_{ij})^2 \quad (29)$$

kann man alternativ zu (26) auch schreiben

$$\dot{p}_{ij} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\dot{p}_e}{\sigma_e} \cdot \sigma_{ij} \quad (30)$$

5.2. Spannungsberechnungen bei Kriechvorgängen mit der Methode der Finiten Elemente (FEM)

Herrscht in einem belasteten Körper nach dem n-ten Zeitintervall ein Spannungszustand $\{\sigma_{ij}\}_n$, so wird im Rahmen der FEM gezeigt (siehe /9/), daß gilt

$$\int_V \underline{B}^T \cdot \underline{\sigma}_n \cdot dV - \underline{f}_n = 0 \quad (31)$$

$\underline{\sigma}_n$ ist hierbei ein aus den 6 unabhängigen Komponenten des symmetrischen Spannungstensors $\{\sigma_{ij}\}_n$ gebildeter Spaltenvektor.

$$\underline{\sigma}_n = \{ \sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{31} \}_n^T \quad (32)$$

\underline{B}^T ist die Transponierte der Matrix \underline{B} , die den entsprechend zu $\underline{\sigma}$ gebildeten "Verzerrungsvektor" $\underline{\epsilon}$ mit dem Vektor der Knotenpunktverschiebungen $\underline{a} = \{ \underline{a}_1, \dots, \underline{a}_i, \dots, \underline{a}_N \}^T$ verknüpft.

$$\underline{\epsilon} = \underline{B} \cdot \underline{a} \quad (33)$$

\underline{f}_n ist der Vektor der Lasten (Volumenkräfte, Drücke, Anfangsdehnungen etc.), die in geeigneter Weise auf Knotenpunktkräfte umgerechnet sind.

Es wird nun angenommen, daß $\underline{\sigma}_n$ bekannt ist. Nach der kleinen Zeitspanne Δt sind nun Kriechverzerrungen aufgetreten, die einen Spannungsabbau oder Spannungsumlagerungen bewirkt haben.

Es gilt nun (nach dem (n+1)-ten Zeitschritt $t_n + \Delta t$).

$$\int_V \underline{B}^T \cdot \underline{\sigma}_{n+1} \cdot dV - \underline{f}_{n+1} = 0 \quad (34)$$

Hierbei ist berücksichtigt, daß sich unter Umständen der Lastenvektor \underline{f} ebenfalls vorgegeben zeitlich ändert (z.B. Druckanstieg).

Setzt man voraus, daß im Körper nur linear elastische und Kriechverzerrungen vorliegen*, so sind $\underline{\sigma}$ und der elastische Anteil von $\underline{\epsilon}$ über die Elastizitätsmatrix \underline{D} miteinander verknüpft

$$\underline{\sigma} = \underline{D} \cdot (\underline{\epsilon} - \underline{p}) \quad (35a)$$

bzw. mit $\Delta \underline{\sigma}_n = \underline{\sigma}_{n+1} - \underline{\sigma}_n$, $\Delta \underline{\epsilon}_n = \underline{\epsilon}_{n+1} - \underline{\epsilon}_n$ etc.

$$\Delta \underline{\sigma}_n = \underline{D} \cdot (\Delta \underline{\epsilon}_n - \Delta \underline{p}_n) \quad (35b)$$

Somit erhält man aus (34)

$$\int_V \underline{B}^T \cdot (\underline{\sigma}_n + \Delta \underline{\sigma}_n) \cdot dV - \underline{f}_n + \Delta \underline{f}_n = 0 \quad (36a)$$

oder mit Hilfe von (31)

$$\int_V \underline{B}^T \cdot \Delta \underline{\sigma}_n \cdot dV - \Delta \underline{f}_n = 0 \quad (36b)$$

Unter Berücksichtigung von (33), (35 b) und $\Delta p = \dot{p}(\underline{\sigma}_n, T_n) \cdot \Delta t$ ergibt sich

$$\int_V \underline{B}^T \cdot \underline{D} \cdot \underline{B} \cdot \Delta \underline{a} \cdot dV - \int_V \underline{B}^T \cdot \underline{D} \cdot \dot{p}(\underline{\sigma}_n, T_n) \cdot \Delta t \cdot dV - \Delta \underline{f}_n = 0 \quad (37)$$

* Temperaturdehnungen werden dem Lastvektor zugerechnet.

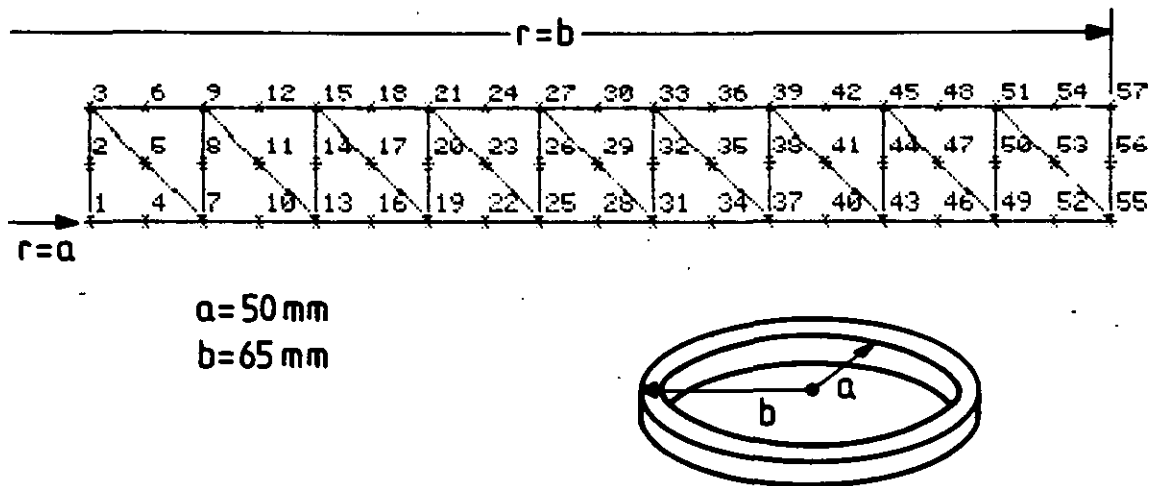
Bezeichnet man die Steifigkeitsmatrix $\int \underline{B}^T \cdot \underline{D} \cdot \underline{B} \cdot dV$ mit \underline{K} , so gilt für das Inkrement der Knotenpunktverschiebungen $\Delta \underline{a}_n$:

$$\Delta \underline{a}_n = \underline{K}^{-1} \cdot \left(\int \underline{B} \cdot \underline{D} \cdot \underline{\dot{p}}(\underline{\epsilon}_n, T_n) \cdot \Delta t \cdot dV - \Delta \underline{f}_n \right) \quad (38)$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß die elastischen Konstanten temperaturunabhängig sind. Über $\Delta \underline{a}_n$ kann nun $\Delta \underline{\sigma}_n$ berechnet werden, womit der Spannungszustand $\underline{\sigma}_{n+1}$ bekannt ist.

5.2.1 Spannungsanalyse für ein Spaltrohr unter Betriebsbedingungen

Die Berechnung der Spannungszustände im Spaltrohr unter Berücksichtigung des Kriechens wird mit dem FE-Programm ASKA durchgeführt. Mit 18 TRIAX6-Elementen wird eine "Scheibe" des Rohres modelliert (siehe Abb. 10, vergl. /10/).



ISF-KFA JUELICH

R A P S

Abb. 10

Den Rechnungen liegt - aus Gründen des Rechenaufwandes - ein ebener Verformungszustand zugrunde, bei dem sämtliche axialen Verformungen unterdrückt sind

Dieser Zustand entspricht streng genommen nicht dem Spannungszustand des Spaltrohres, da dessen Dehnungen in axialer Richtung nicht behindert werden.

Was die Thermospannungen betrifft, ist es aber möglich, den Nullzustand für Dehnungen auf ein solches Temperaturniveau zu verlegen, daß bei elastischer Rechnung neben den Komponenten σ_r und σ_θ auch σ_z für das lange freidehnende Rohr gleich dem σ_z eines axial eingespannten Rohres (ebener Verformungszustand) wird. Für das lange Rohr ist nämlich nicht das Temperaturniveau, sondern nur die Temperaturdifferenz über die Wandung für Thermospannungen verantwortlich (im Gegensatz zum axial eingespannten Rohr, wo σ_z vom Temperaturniveau abhängt).

Nun lassen sich wohl durch eine geeignete Wahl des Temperaturniveaus für den Dehnungsnullpunkt Thermospannungen in langen Rohren mit den Formeln des ebenen Verformungszustandes rechnen. Das ist aber nicht gleichzeitig möglich für die aus der Druckbelastung resultierenden Spannungen.

Wie jedoch zu Anfang bereits gezeigt, sind diese Spannungen im Vergleich zu den Thermospannungen klein, so daß die unter den Bedingungen des ebenen Verformungszustandes berechneten Spannungen bei Berücksichtigung des eben Erwähnten nicht weit von den Spannungen im realen Spaltrohr entfernt sind.

Randbedingungen für die Rechnung

- ebener Verformungszustand (axiale Verformungen unterdrückt)
- $p_{\text{innen}} = 42 \text{ bar}$; $p_{\text{außen}} = 39 \text{ bar}$
- Ausgangstemperaturzustand $T(r) = 860^\circ \text{ C}$ über die gesamte Rohrwandung. Innerhalb einer Stunde quasistationäre Änderung des Temperaturprofils, bis am Innenrand 830° C erreicht sind (Temperaturprofil im Endzustand nach Gl. (22b)). Die durch die Temperaturänderung sich ergebenden Temperaturdehnungen werden bei der Rechnung stufenweise in Zeitschritten $\Delta t = 0,05 \text{ h}$ aufgebracht.

Geometrie und Materialgesetze (Incoloy 800)

E-Modul $E = 1,4 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^2$

Wärmeausdehnungskoeffizient $= 18 \cdot 10^{-6} \text{ 1/grad}$

Querkontraktion $\nu = 0,3$

Innenradius $a = 50 \text{ mm}$

Außenradius $b = 65 \text{ mm}$

Kriechgesetz nach Gl. (25)

$$\dot{\epsilon} = e^{\left(-\frac{7.1 \cdot 10^4}{T} + 35\right)} \cdot \sigma^{7.04} \quad (T \text{ in Kelvin})$$

Die elastischen Spannungen (bei Vernachlässigung jeder Kriechverformungen) bei den angegebenen Bedingungen im stationären Endzustand ergeben sich aus der Überlagerung der Thermospannungen nach Gl. 23 (a,b,c) (bzw. Abb. 7) und den Primärspannungen nach Gl. (1a,b), wobei im Falle σ_z (ebener Verformungszustand!) anstelle von (1c) $\sigma_{z,prim} = 2 \cdot \nu \cdot (p_a \cdot a^2 - p_b \cdot b^2) / (b^2 - a^2)$ der entsprechenden Thermospannungskomponente zu superponieren ist.

In den folgenden Abbildungen sind neben den unter Berücksichtigung des Kriechens berechneten Spannungen auch die elastischen berechneten Spannungen zum Vergleich eingetragen. Abb. 11 zeigt die axiale Spannungsentwicklung der Randfasern. Bei elastischer Rechnung steigen an der Innenfaser die Spannungen bis zu einem Wert von etwa 55 N/mm² an und bleiben auf diesem Niveau.

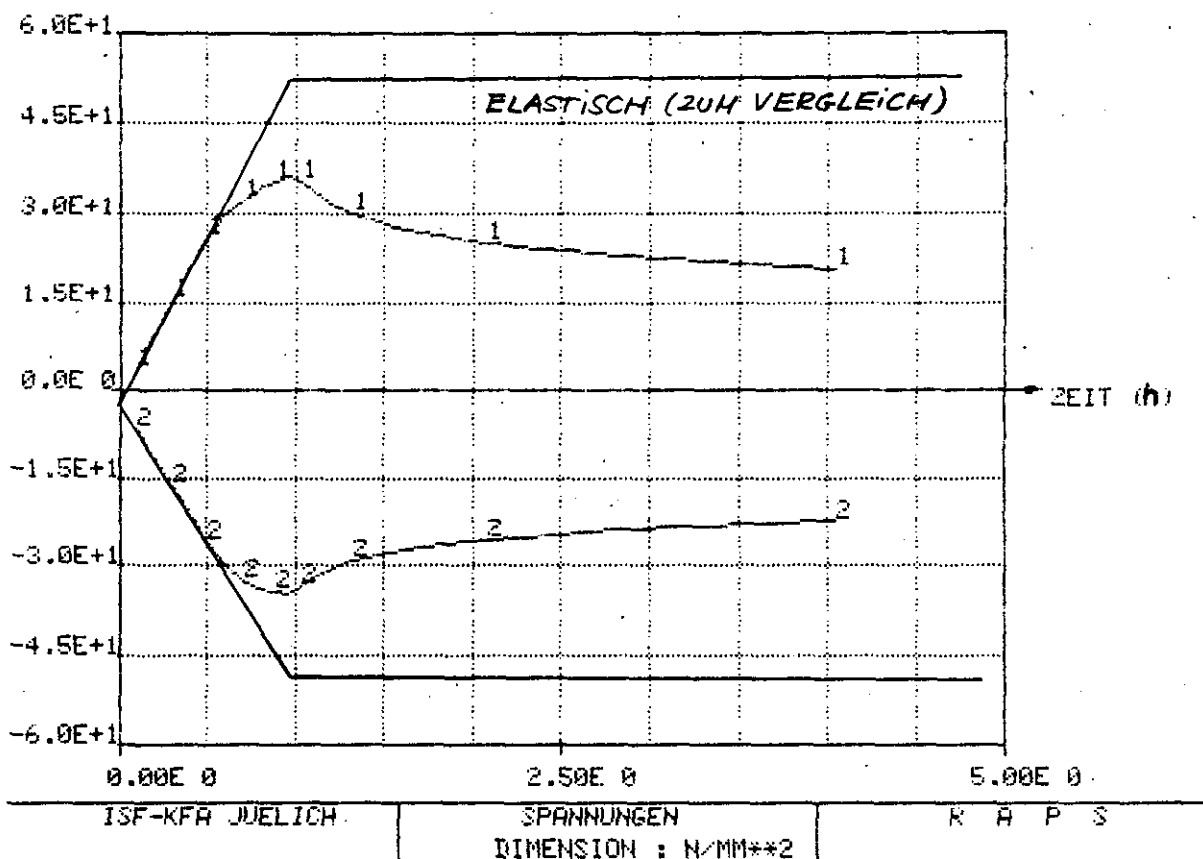


Abb. 11: Axialspannungen für $r = a$ (1) und $r = b$ (2) (0 - 4 h)

Bei Berücksichtigung des Kriechens werden die Spannungen schon während des Aufbaus des Temperaturgefälles gemindert. Wenn sich nach einer Stunde das stationäre Temperaturprofil eingestellt hat, ergeben sich innen Zugspannungen von etwa 35 N/mm^2 . Nach 4-stündigem Betrieb liegen die Spannungen bei etwa 20 N/mm^2 . Nach 100.000 h sind die Zugspannungen der Innenfasern praktisch abgeklungen (siehe Abb. 12).

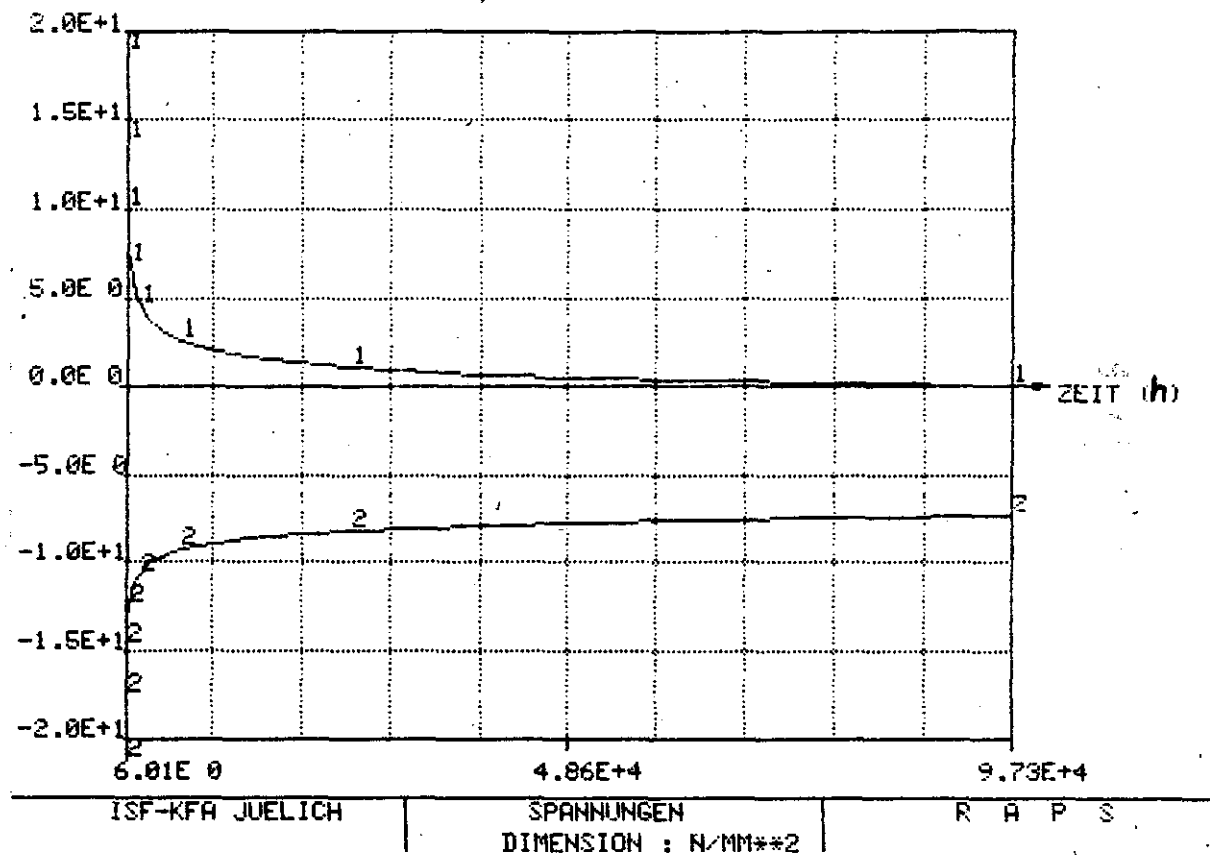


Abb. 12: Axialspannungen für $r = a$ (1) und $r = b$ (2) (6 - 100000 h)

Abb. 13 zeigt die axialen Spannungsprofile über den Radius r (Knotenpkntr. 1 $\hat{=}$ a , 55 $\hat{=}$ b , siehe Abb. 10). Man erkennt deutlich die bei Kriech- und auch bei plastischen Spannungsrechnungen typischen Abflachungen im Bereich der Spitzen.

Die Abbildungen 14 - 16 zeigen entsprechend die Tangentialspannungen.

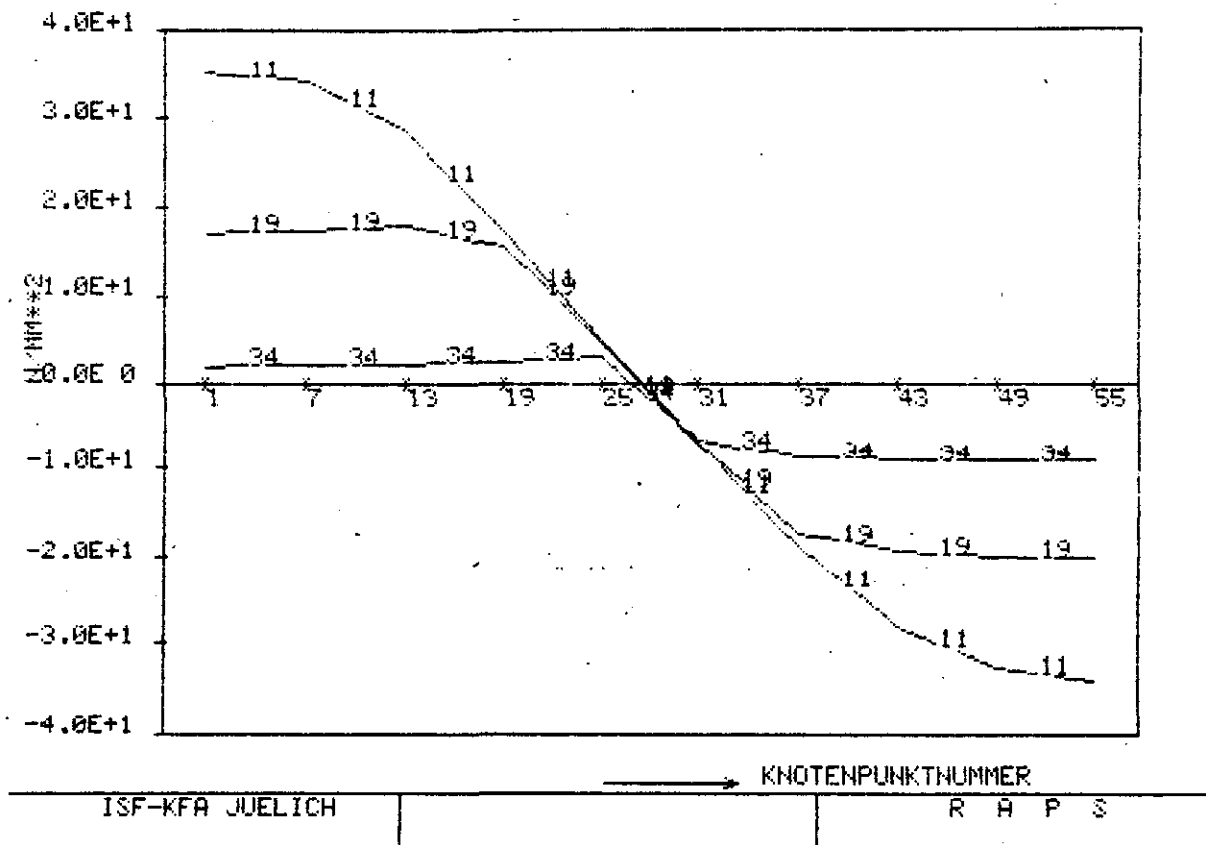


Abb. 13: Axiale Spannungsprofile für $t = 1 \text{ h}$ (11), $t = 9 \text{ h}$ (19), $T = 10.000 \text{ h}$ (34)

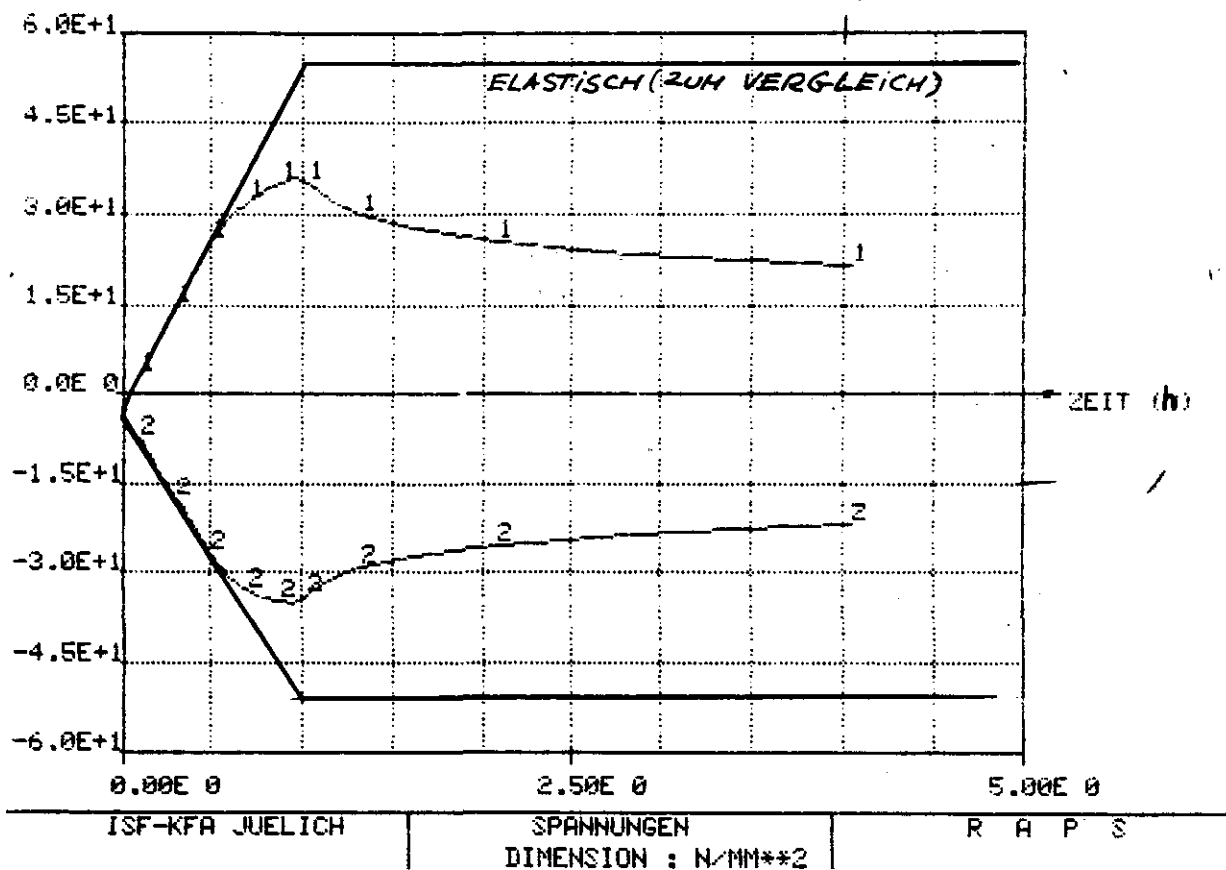


Abb. 14: Tangentialspannungen für $r = a$ (1) und $r = b$ (2) (0 - 4 h)

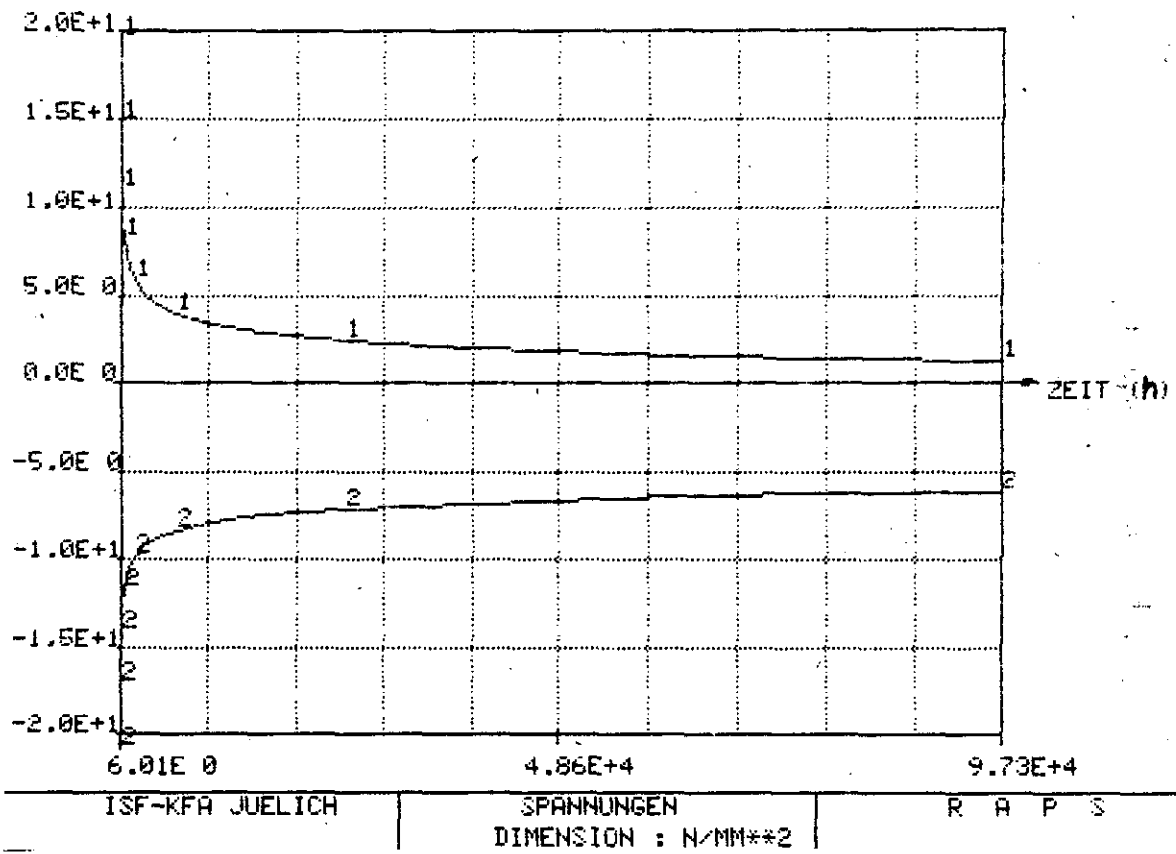


Abb. 15: Tangentialspannungen für $r = a$ (1) und $r = b$ (2) (6 - 100000 h)

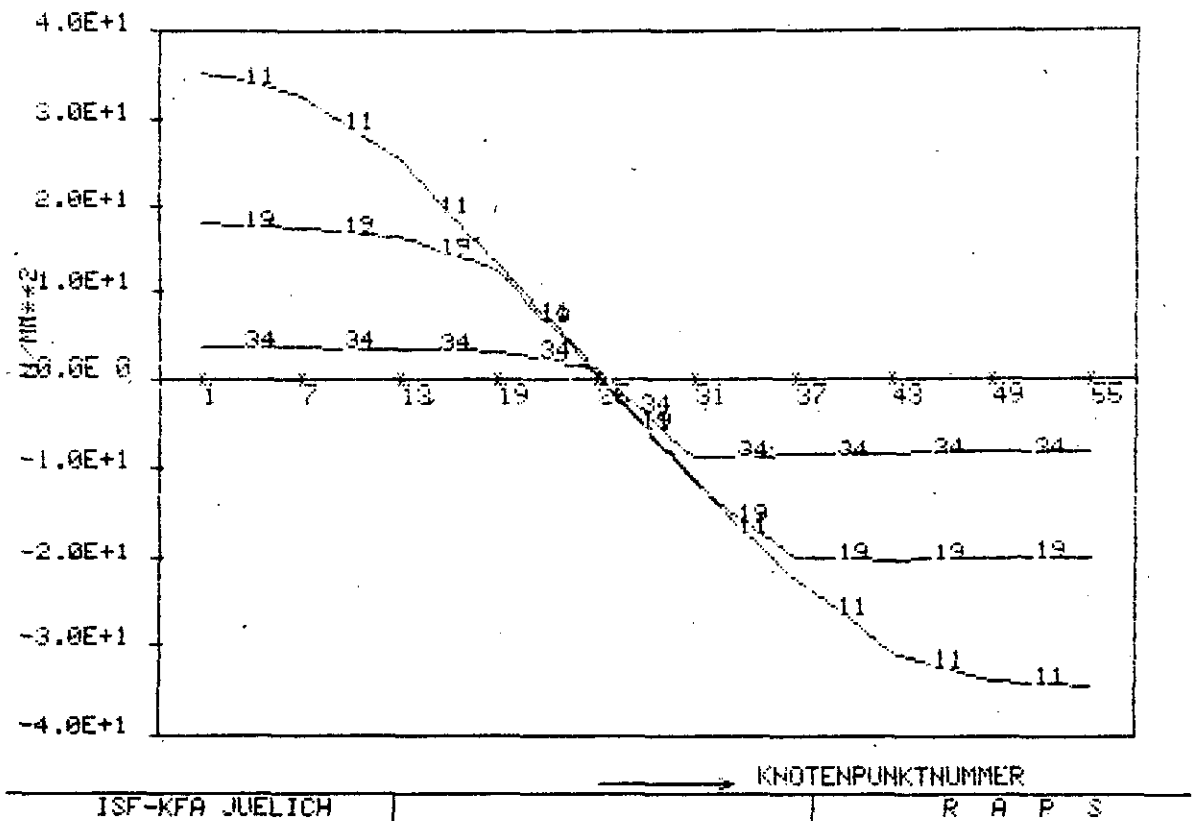


Abb. 16: Tang. Spannungsprofile für $t = 1 \text{ h}$ (11), $t = 9 \text{ h}$ (19), $t = 10.000 \text{ h}$ (34)

Die vorliegenden Rechnungen wurden unter der Voraussetzung eines kontinuierlichen Betriebes durchgeführt. Es stellt sich nun die Frage, wie sich Abschalt- und nachfolgende Anfahrvorgänge auf die Spannungen auswirken. Bei Abfahrvorgängen werden im wesentlichen die aufgeprägten Temperaturdehnungen weggenommen, während die irreversiblen Kriechdehnungen zurückbleiben.

Abb. 17 zeigt das Verhalten der Tangentialspannung an der Innenfaser wenn man zum Zeitpunkt $t \approx 1200 \text{ h}$ (nach erstmaligem Anfahren) das Temperaturgefälle plötzlich "abschaltet".

Die Spannung springt dann von ihrem Niveau um rd. 55 N/mm^2 in den Druckspannungsbereich*.

* Realistisch gesehen dauert natürlich der Ausgleich des Temperaturprofils eine gewisse Zeit, so daß die Spannungsänderungen nicht so stark sind (vergl. Abb. 14).

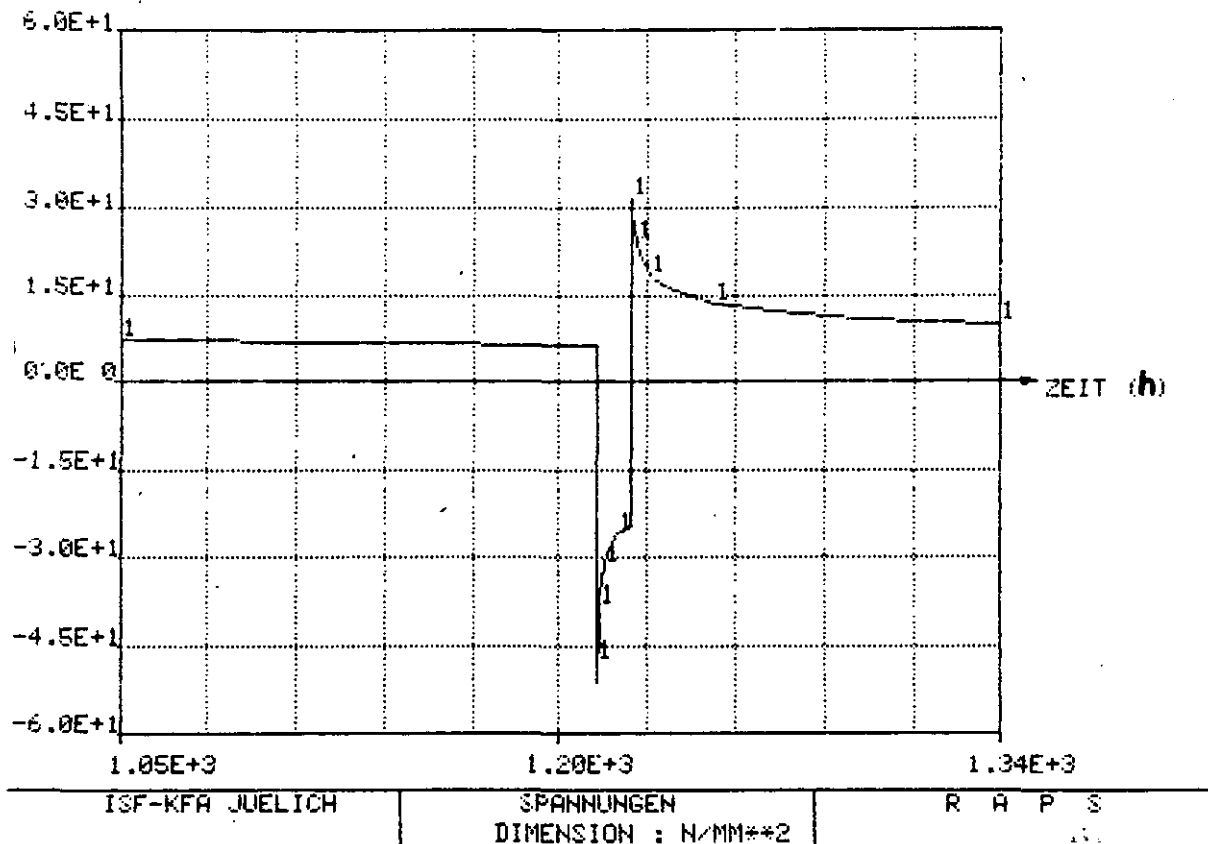


Abb. 17: Tangentialspannungen der Innenfaser bei Abschalten

Diese Druckspannungen bauen sich zum Teil wieder ab. Hier in Abb. 17 ist angenommen worden, daß die Rohrwand 10 h heiß (bei 860° C) bleibt. Nach diesen 10 h wird das Temperaturgefälle wieder "eingeschaltet", wobei ein entsprechender Sprung in den Zugspannungsbereich einsetzt.

Qualitativ zeigt die Abb. 18 vereinfacht die Wirkungen von Abfahr-, Anfahrvorgängen und Stillstand auf den zeitlichen Spannungsverlauf.

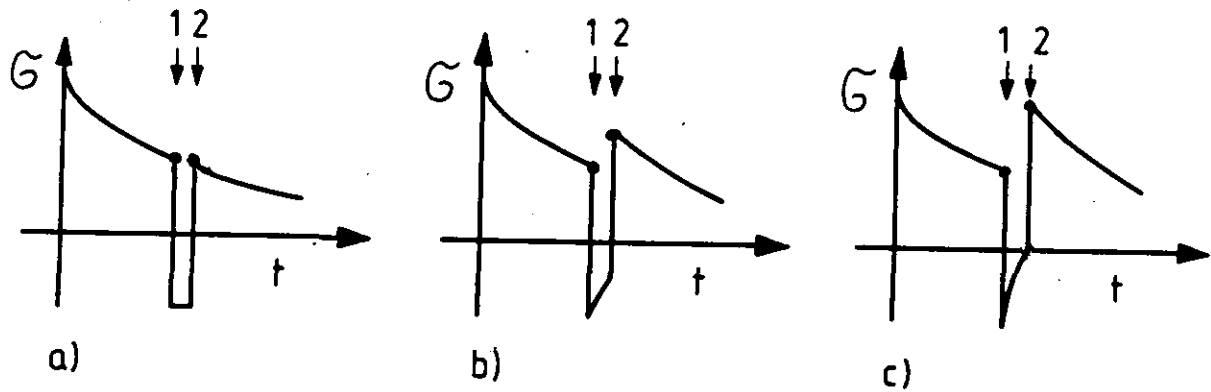


Abb. 18: Verhalten der Thermospannung bei Anfahren und Abfahren

- a) keinerlei Spannungsabbau während des Stillstandes
 - b) teilweise Spannungsabbau während des Stillstandes
 - c) vollkommener Spannungsabbau während des Stillstandes.
- 1 Abfahren, 2 Anfahren.

5.3 Schädigung durch Kriechen und Lastwechsel

Ein Zugstab erträgt bei hohen Temperaturen eine bestimmte Belastung nicht beliebig lange. Es wird nach einer gewissen Zeit zum Bruch kommen. In den sogenannten Zeitstandschaubildern wird die als Zeitstandfestigkeit bezeichnete ruhende Spannung, die der Stab eine Zeit t_R lang erträgt, über der Bruchzeit aufgetragen. Abb. 19 zeigt für verschiedene Temperaturen die Zeitstandfestigkeit von lösungsgeglühtem Incoloy 800 nach /8/.

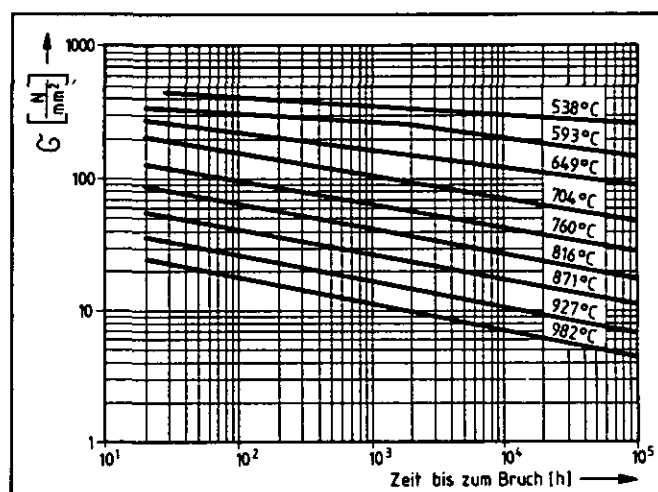


Abb. 19: Zeitstandfestigkeit von lösungsgeglühtem Incoloy 800

Ist nun ein Zugstab einer Belastungssequenz σ_i, T_i (Spannung, Temperatur), die sich jeweils über Zeitintervalle Δt_i erstrecken, ausgesetzt, so schätzt man für die Bruchzeit $\sum \Delta t_i$ nach der linearen Schadensakkumulationshypothese /6/, /7/:

$$\sum \frac{\Delta t_i}{t_R(\sigma_i, T_i)} = 1 \quad (39)$$

Die dieser Schätzformel zugrunde liegende Vorstellung ist die folgende: Eine Belastung, die nach einer Zeit t_R zum Bruch führen würde, hinterläßt, wenn sie eine Zeit Δt wirkt, eine "Schädigung" $\Delta t/t_R$. Der Stab wird reißen, wenn die "Schädigung" durch eine Belastungssequenz den Wert 1 erreicht. Allgemein stellt der Ausdruck $\sum \Delta t_i/t_R(\sigma_i, T_i)$ bzw. $\int \frac{dt}{t_R}$ ein Maß für den Zeitstandverlust dar.

Bei mehraxialen Spannungszuständen wird nach /6/, /7/ empfohlen, die maximale Hauptzugspannung als Referenzspannung in $t_R(\sigma, T)$ einzusetzen.

Für den in Abschnitt 5.2.1 behandelten Fall des Abbaus der Thermospannungen sind Kriechschädigungen hauptsächlich an der Innenfaser zu erwarten.

Legt man etwas konservativ die Incoloy-800-Zeitstandfestigkeitskurve für 870° C (s. Abb. 19) zugrunde, so errechnet man mit der Tangentialspannung σ_θ nach Abb. 11, 12

$$\sum \frac{\Delta t_i}{t_R(\sigma_\theta, 870^\circ \text{C})} = 1,00 \cdot 10^{-2} \quad (\sum \Delta t_i = 100.000 \text{ h})$$

falls man bis 100.000 h rechnet (kontinuierlicher Betrieb ohne Abschaltung). Nimmt man einmal an, daß innerhalb der 100.000 h 16 Abschaltungen erfolgen, (alle 6250 h), wobei konservativ angenommen wird, daß während des Stillstandes die Restspannungen vollkommen abgebaut werden (vergl. Abb. 18), so erhält man

$$16 \cdot \left(\sum \frac{\Delta t_i}{t_R(\sigma_\theta, 870^\circ \text{C})} \right) = 16 \cdot 0,98 \cdot 10^{-2} = 0,157 \quad (\sum \Delta t_i = 6250 \text{ h})$$

Abschaltungen und Wiederanfahren haben also einen großen Einfluß auf die Schädigung.

Neben der Kriechschädigung durch im wesentlichen stationäre oder langsam veränderliche Spannungen bringen Lastwechsel, die mit großen Spannungssprüngen verbunden sind, zusätzliche Schädigungen ("low cycle fatigue")*. Bei Abschaltung und Wiederanfahren treten nun relativ große Spannungsausschläge

* Insofern muß Gleichung (39) auf mäßige Änderungen von Belastungsstufe zu Belastungsstufe eingeschränkt werden.

auf, so daß das Problem der Ermüdungsschäden hier noch kurz diskutiert werden soll.

Ein Zugstab der bei einer Temperatur T_i einer schwingenden Spannung mit Mittelwert $\bar{\sigma}_i$ und Schwingbreite $\pm \Delta \sigma_i$ ausgesetzt ist, wird nach N_i Zyklen brechen. Wird der Stab einer Anzahl $n_i < N_i$ Zyklen ausgesetzt, so schätzt man die dadurch erzeugte Schädigung zu n_i/N_i ab. Analog zu (39) kann man für unterschiedliche Lastzyklen schreiben, die zum Bruch führen

$$\sum \frac{n_i}{N_i} = 1 \quad (40).$$

Im Sinne einer linearen Schadensakkumulation addiert man (39) und (40) bei Auftreten von Kriech- und Ermüdungsschäden während der Belastungszeit, so daß für Bruch schätzungsweise gilt /11/

$$\sum \frac{\Delta t_i}{t_{Ri}} + \sum \frac{n_i}{N_i} = 1 \quad (41).$$

In /12/ ist für dehnungskontrollierte Versuche bei 850° C an Incoloy 800 H-Proben die maximale Zugspannung über der ertragenen Lastspielzahl aufgetragen. Bei Zugspannungspitzen zwischen 100 und 150 N/mm² ergeben sich Zyklenzahlen von mehreren 100. Orientiert man sich an diesen Werten, so kann man ableiten, daß die hier bei An- und Abfahren auftretenden Spannungswechsel in der Größe 30-50 N/mm² unproblematisch sind. Insgesamt gesehen sind die Schädigungen, die aus dem (idealen) Normalbetrieb resultieren, minimal, so daß praktisch die gesamte Lebensdauerreserve zum Abdecken von Störfällen und von außergewöhnlichen Beanspruchungen (z.B. Schwingungen, heiße Gasströmen etc.) zur Verfügung steht.

6. Schluß

Die Beanspruchungen eines Spaltrohres, die aus dem inneren und äußeren Druck sowie dem Anfahrvorgang resultieren, sind von untergeordneter Bedeutung.

Die höchsten Spannungen werden durch das in der Wandung herrschende stationäre Temperaturprofil erzeugt. Diese Sekundärspannungen werden zwar bei 850° C durch Kriechen relativ schnell abgebaut, sie verursachen jedoch den wesentlichen Verbrauch an Lebensdauer, weil sie bei An- und Abfahrvorgängen stets reaktiviert werden.

Bei Benutzung nicht konservativer Zeitstandswerte ergibt sich innerhalb von 100.000 h bei Berücksichtigung von etwa 15 Abschaltungen ein Lebensdauerverbrauch unter 20 % bei alleiniger Berücksichtigung von Kriechschäden. Zusätzlich ist hier noch ein Ermüdungsanteil zu berücksichtigen, der den Verlust von Standzeit erhöht.

Man kann jedoch davon ausgehen, daß der größte Teil der Lebensdauer zum Abfangen von Betriebsunregelmäßigkeiten (z.B. heiße Strähnen) und Störfällen zur Verfügung steht.

Literatur

- 71 / Boltendahl M., Harth R.,
Projekt ADAM und EVA: Wärmetransport auf kaltem Wege,
Bild der Wissenschaft, 4, 1980
- /2 / Niessen, H.F.; Kugeler, K.; Kugeler, M.
High Temperature Materials Requirements in Reforming of Gaseous Hydrocarbons with HTR Heat,
Rev. int. Htes Temp. et Réfract., 1976, t. 13, 204-211
- /3 / Timoshenko, S.P.; Goodier, J.N.
Theory of Elasticity,
3. Ausgabe, McGraw-Hill, 1970
- /4 / Carslaw, H.S.; Jaeger, J.C.
Conduction of Heat in Solids,
2. Ausgabe, Oxford University Press, 1959
- /5 / Pich, R.
Die Berechnung der elastischen instationären Wärmespannungen in Platten, Hohlzylindern und Hohlkugeln mit quasistationären Temperaturfeldern.
Mitt. VGB 1963, H. 87 und 1964, H. 88.
- /6 / Rabotnow, Yv.N.
Creep Problems in Structural Members,
North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1969.
- /7 / Odquist, F.K.G.
Mathematical Theory of Creep and Creep Rupture
2. Ausgabe, Oxford University Press, 1974
- /8 / Incoloy Alloys 800, 800 H, 802,
Informationsbroschüre der Henry Wiggin-Company, Hereford England, 1976.
- /9 / Zienkiewicz, O.C.
The Finite Element Method,
3. Ausgabe, McGraw-Hill, 1977.
- /10/ Balmer, H.A.; Doltsinis, J.St.
ASKA Part III 1 - Material Non-Linearities, Lecture Notes with Example Problems,
ISD-Report Nr. 132, Stuttgart 1972.
- /12/ Nickel, H.; Schubert, F.; Schuster, H.
Qualifikation von metallischen Werkstoffen zum Einsatz in fortgeschrittenen Hochtemperatur-Reaktoren,
Techn. Notiz IRW-TN-106/80.
- /11/ Bernasconi, G.; Piatti, G.
Creep of engineering materials and structures,
Proceedings of a seminar, ispra 1978,
London, Appl. sc. Publ., 1979.